

# Комплексная проводимость 2D электронного кристалла над жидким гелием в области динамических переходов

В.Е. Сивоконь, К.А. Наседкин

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: nasedkin@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 18 марта 2010 г.

Исследована комплексная проводимость электронных кристаллов с поверхностной плотностью  $(3,2 \cdot 10^8 - 12,6 \cdot 10^8) \text{ см}^{-2}$  в условиях динамического перехода. Измерения проведены при температурах 70–90 мК, что существенно ниже температур плавления в термодинамически равновесных условиях. Переход наблюдается при увеличении ведущего электрического поля в плоскости электронного слоя и сопровождается скачками обеих компонент обратной проводимости слоя при достижении критического значения поля. Определена зависимость критического поля от поверхностной плотности электронного слоя.

Досліджено комплексну провідність електронних кристалів з поверхневою густиною  $(3,2 \cdot 10^8 - 12,6 \cdot 10^8) \text{ см}^{-2}$  в умовах динамічного переходу. Вимірювання проведено при температурах 70–90 мК, що суттєво нижче температур плавлення в умовах термодинамічної рівноваги. Перехід спостерігається при збільшенні ведучого електричного поля в площині електронного шару та супроводжується стрибками обох компонент зворотної провідності при досягненні критичного значення поля. Знайдено залежність критичного поля від поверхневої густини електронного шару.

PACS: 67.90.+z Другие темы в квантовых жидкостях и кристаллах.

Ключевые слова: сверхтекучий жидкий гелий, 2D электронный кристалл, динамический фазовый переход.

## 1. Введение

Проблема плавления двумерных (2D) кристаллов представляет большой интерес и активно исследуется [1]. В большинстве 2D систем плавление представляет собой непрерывный фазовый переход, который описывается в рамках механизма, предложенного Березинским, Костерлицем, Таулессом, Нельсоном, Гальпериним и Янгом (ВКТННУ) [2–6], и обусловлен поведением топологических дефектов кристалла. Альтернативная модель плавления связывает плавление со спонтанным образованием границ зерен [7], предложена и модель, в рамках которой анализируется относительная роль геометрических и топологических дефектов [8]. Особенности 2D плавления изучаются в монослоях коллоидных частиц [9], кристаллах, образующихся при определенных условиях в пылевой плазме [10,11], гранулированных системах [12], в таких системах, как магнитные домены [13], узкие выступы в феррожидкости [14] и

др. Следует отметить также работы по расчетам в рамках методов Монте–Карло [15] и броуновской динамики [16]. Часть исследуемых фазовых переходов является динамическими переходами, т.е. происходит в условиях, далеких от термодинамического равновесия.

Двумерный электронный кристалл (ЭК) на поверхности жидкого гелия [17], впервые обнаруженный в 1979 году [18], представляется весьма перспективной системой для изучения 2D фазовых переходов. Плавление ЭК исследовано в ряде работ [19–22] и, по всей видимости, можно считать установленным, что это непрерывный фазовый переход типа ВКТННУ. Тем не менее достаточно полного понимания деталей плавления ЭК нет. Непонятно, почему не наблюдается пик диссипации, неясна возможность наблюдения гексатической фазы. На эти вопросы помогут ответить дальнейшие исследования. В ЭК, наряду с термодинамически равновесным плавлением, можно наблюдать и неравновесные фазовые переходы, которые вызывают

ся ведущим электрическим полем, действующим в плоскости электронного слоя. Так, обнаруженный в работе [23] скачок магнитопроводимости интерпретировался как плавление кристалла, вызванное сдвигом. В серии работ [24–26] высказано мнение, что наблюдаемый скачок магнитопроводимости связан не с плавлением, а с соскальзыванием кристалла с деформационного рельефа жидкости. В работе [27] нами впервые проанализировано поведение обеих компонент обратной проводимости электронного кристалла в области фазового перехода и высказано предположение о том, что переход может быть плавлением в неравновесных условиях, однако достаточных аргументов для более или менее однозначных выводов пока нет.

В настоящей работе проведено детальное исследование нелинейной проводимости электронного кристалла с целью поиска дополнительных аргументов, подтверждающих правомерность использования той или иной модели.

Исследуются электронные кристаллы с поверхностной плотностью электронов  $n_s = (3,5 - 12,6 \cdot 10^8) \text{ см}^{-2}$  при температурах порядка 100 мК, что существенно ниже температур плавления этих кристаллов в термодинамически равновесных условиях. Проводимость кристаллов измерена в области частот  $f$  1,3–5 МГц, которые близки к резонансным частотам связанных плазмон-риплонных мод, в зависимости от электрического поля в плоскости слоя (ведущего поля). Измерения включают в себя область динамического перехода, т.е. резкого и немонотонного изменения проводимости кристалла при достижении критического значения ведущего поля.

## 2. Эксперимент

Экспериментальная ячейка представляет собой горизонтально расположенный круглый плоский конденсатор, в зазоре которого находится заряженная поверхность жидкого гелия. Электроны удерживаются у поверхности прижимающим потенциалом, подаваемым на нижнюю пластину конденсатора. С помощью этого потенциала можно варьировать поверхностную плотность электронов. Верхняя пластина конденсатора состоит из измерительных электродов, которые позволяют, подавая соответствующий потенциал на один из электродов, создать электрическое поле в плоскости слоя и измерить ток, вызванный этим полем. Связь между амплитудой переменного напряжения  $V_0$  с частотой  $\omega$  и наведенным током  $J$  определяется выражением

$$J = (G_1 + i\omega G_2)V_{\parallel} \exp(i\omega t), \quad (1)$$

где  $G_1$  и  $\omega G_2$  — реальная и мнимая части кондактанса ячейки. Кондактанс ячейки зависит от проводимо-

сти  $\sigma$  находящегося в ней электронного слоя и может быть представлен как

$$G_1 = G_1(\chi_1, \chi_2, \omega, A); \quad G_2 = G_2(\chi_1, \chi_2, \omega, A) + G_0, \quad (2)$$

где  $\chi_1 = \text{Re } \sigma^{-1}$  и  $\chi_2 = \text{Im } \sigma^{-1}$  — реальная и мнимая компоненты обратной проводимости,  $A$  — величина, зависящая от геометрии ячейки, а  $G_0$  — импеданс ячейки в отсутствие поверхностных электронов. Подробно ячейка и схема измерений описаны в работах [27,28]. Там же приведен явный вид выражений (2) и выражение для радиального распределения ведущего электрического поля в ячейке.

## 3. Особенности нелинейного перехода в электронном кристалле

На рис. 1 приведены результаты, полученные при измерениях проводимости электронного кристалла с поверхностной плотностью  $n_s = 12,6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при температуре 70 мК. По оси абсцисс отложена амплитуда входного напряжения, подаваемого на соответ-

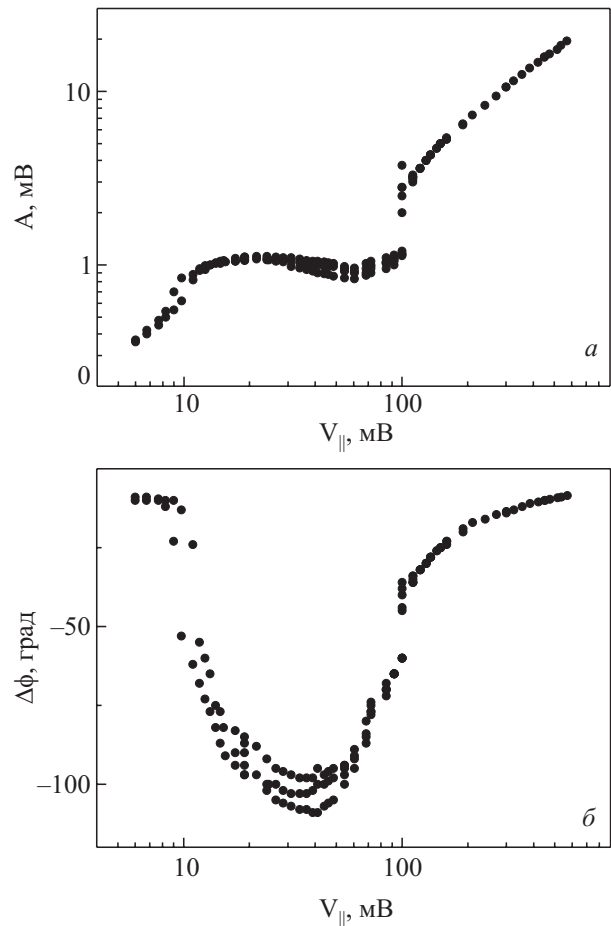


Рис. 1. Зависимости амплитуды (а) и сдвига фазы напряжения (б), пропорционального выходному току в ячейке, от амплитуды возбуждающего напряжения, полученные при исследовании электронного кристалла с поверхностной плотностью  $n_s = 12,6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при  $T = 70 \text{ мК}$ .

вующий электрод в ячейке, а по осям ординат измеряемая амплитуда усиленного выходного напряжения и сдвиг фаз выходного напряжения по отношению к входному. Выходное напряжение пропорционально току, который течет в электронном слое при появлении ведущего поля. Амплитуда и фаза (рис. 1) зависят не только от кондактанса ячейки, но и от характеристик измерительной линии, предусилителя и измерительного прибора. Обращает на себя внимание существенно немонотонный характер зависимостей. При малых амплитудах входного напряжения (меньше  $V_{||} \approx 10$  мВ) наблюдается линейный рост выходной амплитуды и независимость разности фаз, в интервале  $V_{||} \approx 10-100$  мВ амплитуда выходного сигнала слабо изменяется, в то время как сильно и немонотонно изменяется фаза, при  $V_{||} = 100$  мВ хорошо виден скачок обоих параметров. При дальнейшем увеличении  $V_{||}$  амплитуда выходного сигнала возрастает линейно при слабом и монотонном изменении фазы. Уже эти первичные данные указывают на вероятность фазового перехода в электронной системе.

По данным рис. 1, при учете независимо измеренных параметров измерительной линии, входного сопротивления, коэффициента усиления и сдвига фаз предусилителя, вычислен кондактанс измерительной ячейки  $G$  и решена система уравнений (2) относительно  $\chi_1$  и  $\chi_2$ . При решении уравнений использован подгоночный параметр, введение которого обусловлено тем, что в реальной ячейке вследствие экранирования и паразитных емкостных связей с землей сигнал на выходном электроде учитывает только часть реально протекающего в электронном слое тока. Кроме того, этот параметр учитывает и некоторое отклонение реальной измерительной линии от ее идеализированной модели. Подгоночный параметр подбирался из условия, чтобы реактивная часть обратной проводимости при малом возбуждающем напряжении совпадала с ранее измеренным значением [29], хорошо коррелирующим с оценками этой величины в рамках теории Монарха [30]. После определения компонент обратной проводимости была рассчитана радиальная зависимость ведущего поля, действующего в слое. Отметим, что для расчета проводимости в сильно нелинейных условиях использованы формулы, полученные для линейных условий. Аргументы, несколько оправдывающие такой подход, высказаны нами ранее [27]

Результаты расчета активной  $\chi_1$  и реактивной  $\chi_2$  компонент обратной проводимости приведены на рис. 2 в виде зависимостей от усредненного ведущего поля. При малых полях ( $< 10$  мВ/см)  $\chi_1$  и  $\chi_2$  почти не зависят от ведущего поля, хотя некоторая тенденция к их увеличению с ростом поля все же проявляется. Аналогичное поведение проводимости наблюдалось нами ранее при исследовании кристалла с другой поверхностной плотностью [27]. Наличие линейного участка в

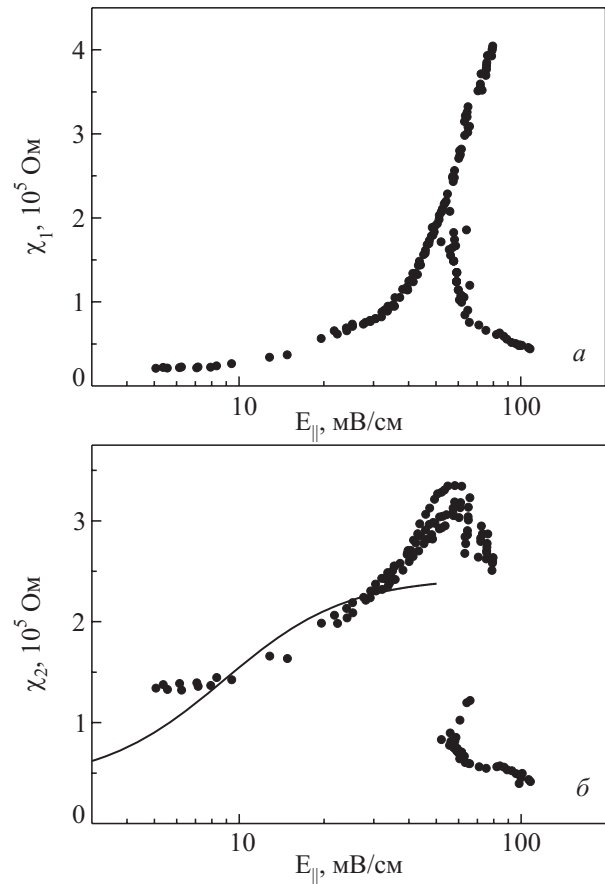


Рис. 2. Зависимости компонент активной (а) и реактивной (б) компонент обратной проводимости электронного кристалла с поверхностной плотностью  $n_s = 12,6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при  $T = 70$  мК от ведущего поля. Линия — результат расчета в рамках теории [30].

проводимости при малых ведущих полях представляется вполне естественным, однако ранее при исследовании нелинейных свойств электронных кристаллов такой участок не наблюдался.

В работах группы Коно [26] при исследовании нелинейного поведения электронного кристалла в магнитном поле обнаружен рост обратной магнитопроводимости  $\sigma_{xx}^{-1}$  с увеличением амплитуды ведущего напряжения (ведущее поле в работе не рассчитывалось), начиная с самых малых его амплитуд. Причина такого роста осталась невыясненной [31]. Величина  $\sigma_{xx}$ , приведенная в [26], пропорциональна определяемой нами величине  $\chi_1$ ; но более строгое их сравнение затруднительно. В принципе, такое сравнение можно провести, приравнявая значения подвижности  $\mu$  электронов, определенные из  $\chi_1$  ( $\mu = 1/n_s e \chi_1$ ) и  $\sigma_{xx}$ , полученные при использовании закона Друде ( $\sigma_{xx}^{-1} \approx \mu B^2 / n_s e$ ), но закон Друде в кристалле не выполняется [26,32].

Несоответствие наших результатов и данных [26], а именно наличие и отсутствие линейного участка при малых ведущих полях (напряжениях) связано, по всей

видимости, с процедурой обработки экспериментальных данных. В работе [26] при анализе измерительной ячейки использована модель длинной линии и величина  $\sigma_{xx}$  определена в результате сравнения рассчитанной и экспериментальной диаграмм Агранда. Этот анализ не полон, поскольку в расчет принимается лишь реальная часть проводимости, а в общем случае нужно учитывать обе компоненты проводимости, как активную, так и реактивную. Это принципиально важно именно для кристалла, в котором реактивная компонента, отражающая эффективную массу электрона в кристалле, заметно изменяется при изменении условий эксперимента (температуры, поверхностной плотности электронов, прижимающего и ведущего электрических полей).

#### 4. Интерпретации результатов измерений

Особенности интерпретации измерений легко продемонстрировать на предельно упрощенной модели ячейки (рис. 3).

Для изображенной на рис. 3 схемы тангенс сдвига фазы выходного напряжения  $U$  по отношению к входному  $U_0$  с частотой  $\omega$  выражается соотношением:  $\text{tg } \phi = \omega C \text{ Re } Z / (\omega C \text{ Re } \text{Im } Z - 1) \approx \text{Re } Z / \text{Im } Z$ . Хорошо видно, что наблюдаемое в эксперименте изменение фазы может быть вызвано различными причинами, поскольку, в принципе, обе компоненты могут изменяться при изменении экспериментальных параметров. Если предположить, что  $\text{Im } Z$  не зависит от ведущего поля, что справедливо при анализе проводимости электронного газа, то наблюдаемое в эксперименте уменьшение  $\phi$  естественно связать с уменьшением потерь в системе, т.е. с ростом реальной компоненты проводимости. В электронном кристалле эффективная масса электрона возрастает при увеличении ведущего поля [33,34], так что уменьшение сдвига фаз вполне может быть объяснено ростом  $\text{Im } Z$ . Но для правильного определения компонент проводимости необходимо измерять две независимые величины (например, амплитуду и фазу) и решать систему уравнений, связывающих компоненты проводимости с этими величинами. В то же время в работе [26] в результате обработки измерений определялась только величина  $\sigma_{xx}$ , а реактивная

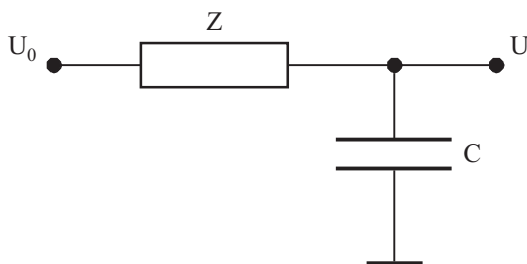


Рис. 3. Упрощенная электрическая схема измерительной ячейки.

компонента проводимости не учитывалась. По-видимому, с этим и связан «загадочный» рост  $\sigma_{xx}$  при малых ведущих напряжениях.

В настоящей работе измерены две независимые компоненты сигнала и проведен их анализ при решении системы двух уравнений, что позволяет надеяться на то, что рис. 2 правильно отражает характер полевой зависимости компонент обратной проводимости при малых величинах поля. При увеличении ведущего напряжения ( $V_{||} > 10$  мВ)  $\chi_1$  и  $\chi_2$  резко увеличиваются и при некотором критическом значении ( $V_{||}^c \approx 80$  мВ) испытывают скачок. При этом скачок реальной компоненты  $\chi_1$  наблюдается, когда ее значение максимально, а компонента  $\chi_2$  максимальна при ведущем поле, несколько меньшем критического. В области скачка отчетливо наблюдается гистерезис, который, вероятно, связан со спецификой измерений. Естественно считать, что состояние электронной системы изменяется (например, плавится кристалл), если ведущее поле достигнет некоторой критической величины. Но в эксперименте контролируется и независимо изменяется не ведущее поле  $E_{||}$ , а напряжение  $V_{||}$ . Ведущее же поле зависит не только от  $V_{||}$ , но и от проводимости слоя. Поэтому, когда при увеличении  $V_{||}$  достигается критическое ведущее поле  $E_{||}^c$  и кристалл плавится, а ведущее поле скачком уменьшается и становится меньше критического, это приводит к восстановлению кристалла. Такая картина наблюдается в некотором интервале  $V_{||}$  до тех пор, пока ведущее поле вновь не станет достаточно большим при увеличении  $V_{||}$ . То есть в некотором интервале  $V_{||}$  часть времени в ячейке находится электронный кристалл, а часть — жидкость. Поскольку в эксперименте измеряются усредненные по времени значения, то в этом интервале напряжений измеряемая проводимость не относится к определенному состоянию электронного слоя, а есть суперпозиция проводимости кристалла и проводимости жидкости. Те же соображения справедливы и по отношению к ведущему полю. По всей видимости, в области гистерезиса в определенном интервале  $V_{||}^c$  величины  $\chi_1$ ,  $\chi_2$  и поле  $E_{||}$  нельзя рассматривать как относящиеся к определенному состоянию слоя, то ли кристаллическому, то ли неупорядоченному. Приведенные соображения справедливы и в случае, если кристалл под воздействием ведущего поля не плавится, а соскальзывает с деформационного рельефа поверхности жидкости.

В качестве иллюстрации особенностей измерения проводимости в электронной системе на рис. 4 показан шум фазы сигнала вблизи перехода. Исследовался кристалл с поверхностной плотностью  $n_s = 8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при температуре 70 мК. По оси абсцисс отложено количество измеренных точек. Первый участок соответствует амплитуде напряжения  $V_{||} = 24$  мВ. Значение  $\Delta\phi$  соответствует кристаллу. На втором участке  $V_{||} = 26,4$  мВ. Это значение ближе к критическому

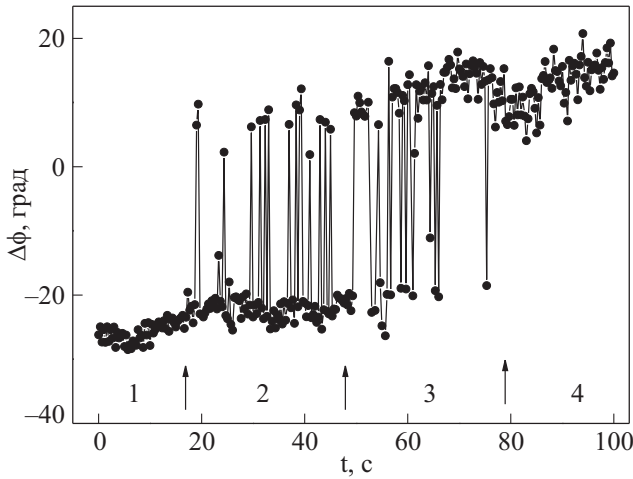


Рис. 4. Характер шума при различных ведущих напряжениях, мВ: 24 (1); 26,4 (2); 28,5 (3) и 31 (4) вблизи нелинейного перехода для электронного кристалла с поверхностной плотностью  $n_s = 8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при  $T = 70 \text{ мК}$ .

напряжению, и флуктуации время от времени приводят к достижению критического поля в слое и появлению сдвигов фаз, отвечающих новому (жидкому) состоянию электронной системы. Переход в новое состояние уменьшает ведущее поле, и система немедленно возвращается к прежнему значению. По мере увеличения поля система чаще находится в жидком состоянии (участок 3,  $V_{||} = 28,5 \text{ мВ}$ ), а при  $V_{||} = 31 \text{ мВ}$  система устойчиво находится в новой фазе.

Нельзя однозначно утверждать, какие физические процессы в электронной системе на поверхности жидкости определяют поведение обратной проводимости (рис. 2). С одной стороны, возрастание  $\chi_1$  коррелирует с предложенным механизмом потерь вследствие излучения риплонов [35], с другой, — зависимость  $\chi_1(V_{||})$  напоминает диссипационный пик, характерный для переходов Костерлица–Таулесса, например, при переходе в сверхтекучее состояние пленок гелия [36]. В первом случае предполагается, что кристалл сохраняет свою кристаллическую структуру и при достижении критической скорости соскальзывает с деформационного рельефа поверхности жидкости [26], а во втором случае речь идет о появлении большого количества свободных дислокаций и, в конечном итоге, плавлении кристалла. Представляет большой интерес задача о взаимодействии дефектов кристалла с поверхностью жидкости, но до настоящего времени она не рассматривалась. Вполне вероятно, что в области перехода имеют место одновременно как эффекты, обусловленные электрон-риплонным взаимодействием, так и эффекты, связанные с нарушением пространственного упорядочения кристалла.

### 5. Анализ проводимости электронного кристалла

Движение электронного кристалла вдоль поверхности гелия изучалось теоретически [30] в предположении, что основной механизм энергетических потерь связан с затуханием капиллярных волн. Смещение кристалла  $u_l$  во внешнем поле  $E_l$

$$u_l = \frac{eE_l}{m\omega^2 Z_l} \quad (3)$$

было выражено с использованием функции отклика:

$$Z_l = \sum_q \Gamma_q \left( \frac{\omega_q}{\omega} \right)^2 \left[ \frac{\omega_q^2 + \Delta_{l,q}}{\Delta_{l,q}} \right] - l^2, \quad (4)$$

$$\Delta_{l,q} = l^2 \omega^2 - \omega_q^2 - 2il\omega\gamma_q,$$

где  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $\gamma_q$  — коэффициент затухания капиллярных волн,  $\Gamma_q$  характеризует электрон-риплонное взаимодействие,  $\omega_q$  — резонансные частоты капиллярных волн, определяемые векторами  $\mathbf{q}$  обратной решетки кристалла:

$$\omega = (\alpha/\rho)^{1/2} q^{3/2}, \quad q = (8/\sqrt{3})\pi n_s v, \quad v = (1, 3, 4, 7 \dots) \quad (5)$$

где  $\alpha$  и  $\rho$  — коэффициент поверхностного натяжения и плотность гелия. В линейном случае следует учитывать только  $l = 0, \pm 1$ . В этом случае движение кристалла описывается функцией  $Z_l$ . Однако затухание капиллярных волн не объясняет величину потерь в кристалле [37]. В рамках теории [30] можно учесть и другие диссипативные процессы, добавив соответствующий член в  $Z_l$ . Для наших грубых оценок величину добавки можно вычислить из экспериментального значения  $\chi_1$ , определенного по ширине связанного электрон-риплонного резонанса [29]. Использовано значение  $\chi_1 = 1,2 \cdot 10^4 \text{ Ом}$ , определенное для кристалла с  $n_s = 12 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при температуре 80 мК.

Функция  $Z_l$  связана с компонентами обратной проводимости  $\chi_1$  и  $\chi_2$  соотношениями

$$\chi_1 = \frac{m\omega}{ne^2} \text{Im } Z_l, \quad \chi_2 = -\frac{m\omega}{ne^2} \text{Re } Z_l \quad (6)$$

и вычислена при условии малости смещения кристалла в ведущем поле ( $u_l q \ll 1$ ), если смещение не мало, необходимо учитывать нелинейные эффекты в электрон-риплонном взаимодействии. В случае слабой нелинейности теория дает следующее выражение для смещения кристалла под действием ведущего поля [30]:

$$u_l = \frac{eE_l}{m\omega^2 \tilde{Z}_l} + \frac{(u_{-1}^{(0)})^2 u_3}{2\tilde{Z}_l} \times$$

$$\times \sum_q q_x^2 \Gamma_q \frac{\omega_q^4}{\omega^2} \left( \Delta_{3,q}^{-1} - 2\Delta_{2,q}^{-1} + \Delta_{1,q}^{-1} - \Delta_{0,q}^{-1} + 2\Delta_{-1,q}^{-1} - \Delta_{-2,q}^{-1} \right);$$

$$u_3 = \frac{(u_1^{(0)})^3}{2\tilde{Z}_3} \sum_q q_x^2 \Gamma_q \frac{\omega_q^4}{\omega^2} \left( \frac{1}{3} \Delta_{3,q}^{-1} - \Delta_{2,q}^{-1} + \Delta_{1,q}^{-1} - \frac{1}{3} \Delta_{0,q}^{-1} \right);$$

$$\tilde{Z}_1 = Z_1 + \frac{|u_1^{(0)}|^2}{2} \sum_q q_x^2 \Gamma_q \frac{\omega_q^4}{\omega^2} \left( \Delta_{2,q}^{-1} - 3\Delta_{1,q}^{-1} + 3\Delta_{0,q}^{-1} - \Delta_{-1,q}^{-1} \right);$$

$$\tilde{Z}_3 = Z_3 + |u_1^{(0)}|^2 \times$$

$$\times \sum_q q_x^2 \Gamma_q \frac{\omega_q^4}{\omega^2} \left( \Delta_{4,q}^{-1} - 2\Delta_{3,q}^{-1} + \Delta_{2,q}^{-1} - \Delta_{1,q}^{-1} - \Delta_{-1,q}^{-1} \right),$$

(7)

где  $u_1^{(0)}$  — решение в линейном случае.

Определяя из связи между смещением кристалла и ведущим полем (4) эффективную нелинейную функцию отклика  $Z_{\text{eff}}(V_{\parallel})$  и подставляя ее в соотношения (6), получаем зависимости  $\chi_1$  и  $\chi_2$  от ведущего поля. Следует отметить, что ввиду того, что имеется радиальная зависимость ведущего поля в ячейке, неясно, насколько хорошо такая процедура определения  $\chi_1$  и  $\chi_2$  обоснована в нелинейном случае. Результаты расчета показаны на рис. 2,б сплошной линией. Реактивная часть обратной проводимости  $\chi_2$  возрастает с увеличением ведущего поля. При полях меньших 30 мВ/см наблюдается довольно хорошее согласие теоретических и экспериментальных значений  $\chi_2$ . Величина же  $\chi_1$  в рамках этого расчета оказывается значительно ниже экспериментальных значений, полученных при малых полях [29], поэтому расчет ее в зависимости от ведущего поля на графике не приведен.

Измерения проводимости в настоящей работе проведены в области частот, соответствующей возбуждению в ячейке связанного плазмон-риплонного резонанса. Измерения вблизи резонанса позволяют повысить соотношение сигнал-шум, но неясно, достаточно ли оправдана используемая процедура определения  $\chi_1$  и  $\chi_2$  в резонансных условиях. Для проверки был исследован электронный кристалл при различных частотах в непосредственной близости от резонанса. Измерения проведены при  $T = 70$  мК, поверхностная плотность кристалла составляла  $n_s = 8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ . Измерения проводились на частотах  $\omega/2\pi = 3, 4$  и  $5$  МГц, частота резонансной моды (1,0) связанных колебаний составляла 6 МГц. Первичные данные, т.е. результаты измерений сдвига фаз и амплитуды выходного напряжения на ячейке, представлены на рис. 5 в зависимости от амплитуды входного напряжения. Хорошо видно, что по мере увеличения частоты и приближения ее к резонансной фаза изменяется в более широких пределах, и изменение амплитуды более выражено. В результате обработки данных рис. 5 в рамках описанной выше процедуры и определения компонент обратной проводимости кристалла, а также ведущего электрического поля получены зависимости, представленные на рис. 6. Хорошо видно, что измерения при различных частотах

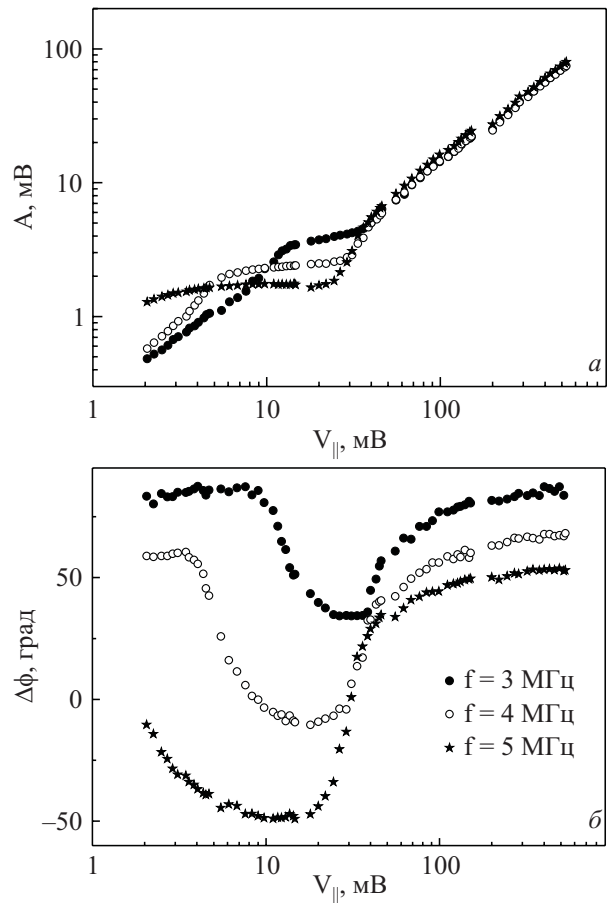


Рис. 5. Зависимости амплитуды (а) и сдвига фазы напряжения (б), пропорционального выходному току в ячейке, от амплитуды возбуждающего напряжения, полученные при исследовании электронного кристалла с поверхностной плотностью  $n_s = 8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при  $T = 70$  мК.

приводят к практически одинаковым результатам, что является косвенным свидетельством в пользу используемого анализа экспериментальной ячейки.

Критическое ведущее напряжение, при котором наблюдается фазовый переход в кристалле с  $n_s = 8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  ( $V_{\parallel} \approx 30$  мВ) меньше аналогичной величины в случае кристалла с  $n_s = 12,6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  ( $V_{\parallel} \approx 80$  мВ).

Нелинейные свойства электронного кристалла с разными  $n_s$  изучались также в эксперименте, в котором  $n_s$  изменялась непосредственно при низкой температуре, что позволило исследовать разные кристаллы в практически идентичных условиях. Зависимости компонент обратной проводимости  $\chi_1$  и  $\chi_2$  для кристаллов с  $n_s = (2,3 - 7,2 \cdot 10^8) \text{ см}^{-2}$  представлены на рис. 7.

Измерения проводились при температуре 90 мК на частоте  $f = 1,3$  МГц. Несмотря на значительный разброс данных, связанный со снижением отношения сигнал-шум при измерении проводимости электронных слоев малой плотности, хорошо видно, что критическое поле понижается по мере уменьшения  $n_s$ .

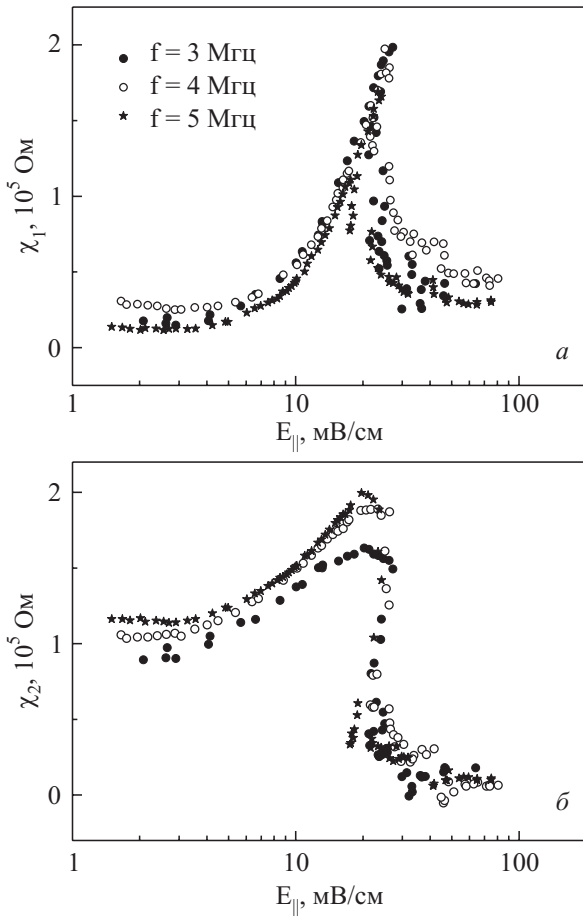


Рис. 6. Зависимости от ведущего поля активной (а) и реактивной (б) компонент обратной проводимости электронного кристалла с поверхностной плотностью  $n_s = 8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  при температуре 70 мК.

Следует отметить, что исследования проводились в условиях полной экранировки прижимающего потенциала, т.е. между поверхностной плотностью электронов и прижимающим полем была однозначная взаимосвязь. Поэтому изменение критического поля может быть обусловлено как изменением собственно плотности электронов, так и изменением прижимающего поля. Для того чтобы определить независимое влияние каждого из этих факторов на нелинейные свойства электронного кристалла, нужны дополнительные исследования, выходящие за рамки настоящей работы.

Зависимость критического поля  $E_{cr}$  от поверхностной плотности  $n_s$  показана на рис. 8. Несколько значков при одном значении плотности соответствуют разным экспериментам. Зависимость критического поля от плотности примерно соответствует соотношению  $E_{||}^{cr} \approx n_s^{1,5}$ . Нужно отметить, что поверхностная плотность  $n_s$  на рис. 8 соответствует условиям полной экранировки прижимающего потенциала, т.е. различным значениям  $n_s$  соответствуют различные значения  $E_{\perp}$ . В этой связи представляют интерес исследования проводимости кристаллов в условиях неполной экрани-

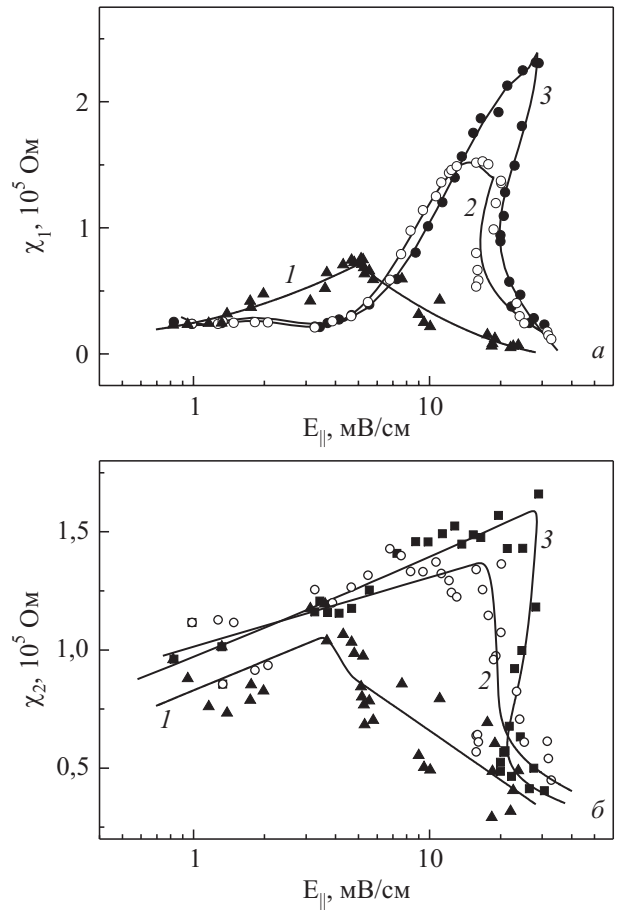


Рис. 7. Зависимости от ведущего поля компонент обратной проводимости электронного кристалла с различной поверхностной плотностью,  $10^8 \text{ см}^{-2}$ : 3,2 (1), 5,2 (2), 6,6 (3) при температуре  $T = 90 \text{ мК}$ .

ровки прижимающего потенциала, когда поверхностная плотность и прижимающее поле являются независимыми параметрами. Некоторую информацию о фазовых переходах в условиях неполной экранировки

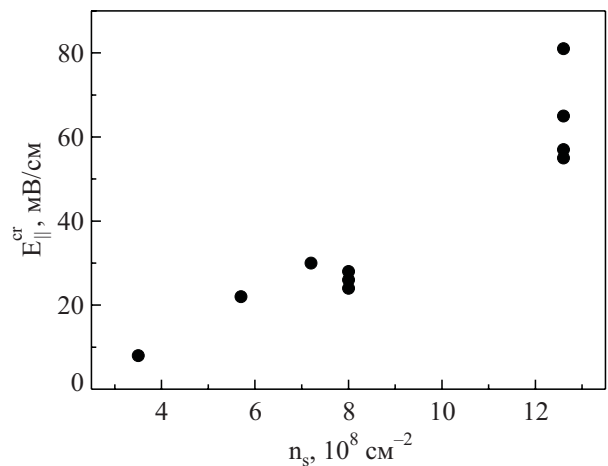


Рис. 8. Зависимости критического поля  $E_{||}^{cr}$  от поверхностной плотности  $n_s$  электронного кристалла.

дают эксперименты [26]. В этих экспериментах, в частности, получены зависимости критического напряжения  $V_{cr}$  (ведущее электрическое поле в работе не определялось) от  $n_s$  и  $E_{\perp}$  как независимых параметров. Зависимости имеют вид  $V_{cr} \propto n_s^2$  и  $V_{cr} \propto E_{\perp}$ . Видно, что и увеличение  $n_s$ , и увеличение  $E_{\perp}$  приводят к возрастанию электрического поля, что качественно согласуется с нашими результатами, однако из-за того, что связь между  $E_{cr}$  и  $V_{cr}$  не ясна, сделать какие-либо количественные оценки не представляется возможным.

### 6. Заключение

Таким образом, в настоящей работе экспериментально исследована комплексная проводимость двумерного электронного слоя над жидким гелием в зависимости от электрического поля в плоскости слоя. Исследования проведены в области существования электронного кристалла вдали от температуры плавления. При малых значениях ведущего поля нелинейная проводимость кристалла, по всей видимости, обусловлена ангармонизмами в электрон-риплонном взаимодействии.

Определены значения критического поля, при котором в электронном слое в сильно неравновесных условиях происходит динамический переход и их зависимость от поверхностной плотности электронов. Полученные результаты не позволяют пока утверждать, что в результате перехода кристалл плавится. В этой связи представляют интерес оценки зависимости температуры слоя от ведущего поля и более подробные исследования проводимости слоя при больших, превышающих  $E_{cr}$ , полях.

1. K.J. Strandburg, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 161 (1988).
2. В.Л. Березинский, *ЖЭТФ* **59**, 907 (1970).
3. В.Л. Березинский, *ЖЭТФ* **61**, 1144 (1971).
4. J.M. Kosterlitz and D.J. Thouless, *J. Phys.* **C6**, 1181 (1973).
5. D. Nelson and B.I. Halperin, *Phys. Rev.* **B19**, 2457 (1979).
6. A.P. Young, *Phys. Rev.* **B19**, 1855 (1979).
7. S.T. Chui, *Phys. Rev.* **B28**, 178 (1983).
8. Y. Lansac, M.A. Glaser, and N.A. Clark, *Phys. Rev.* **E73**, 041501 (2006).
9. E.C. Mbalala and H.H. von Grunberg, *Phys. Rev.* **E67**, 031608 (2003).
10. V.A. Schweigert, I.V. Schweigert, A. Meltzer, A. Homann, and A. Piel, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5345 (1998).
11. D. Samsonov, S.K. Zhdanov, R.A. Quinn, S.I. Popel, and G.E. Morfill, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 255004 (2004).
12. J.S. Olafsen and J.S. Urbach, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 098002 (2005).
13. R. Seshadri and R.M. Westervelt, *Phys. Rev.* **B46**, 5142 (1992); *Phys. Rev.* **B46**, 5150 (1992).
14. F. Boyer and E. Falcon, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 144501 (2009).
15. W. Strepp, S. Sengupta, and P. Nielada, *Phys. Rev.* **E66**, 056109 (2002).
16. Wei-Kai Qi, Shao-Meng Qin, Xiao-Ying Zhao, and Yong Chen, *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 245102 (2008).
17. Yu.P. Monarkha and K. Kono, *Two-Dimensional Coulomb Liquids and Solids*, Springer, Berlin (2004).
18. C.C. Grimes and G.A. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 795 (1979).
19. G. Deville, A. Valdes, E.Y. Andrei, and F.I.B. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 588 (1984).
20. D.C. Glattli, E.Y. Andrei, and F.I.B. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 420 (1988).
21. M.A. Stan and A.J. Dahm, *Phys. Rev.* **B40**, 8895 (1989).
22. C.J. Guo, D.B. Mast, R. Mehrotra, Y.-Z. Ruan, M.A. Stan, and A.J. Dahm, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1461 (1983).
23. L. Wilen and R. Gianetta, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, Suppl. 26-3, 2105 (1987).
24. K. Shirahama and K. Kono, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 781 (1995).
25. K. Shirahama and K. Kono, *Surf. Sci.* **362**, 826 (1996).
26. K. Kono and K. Shirahama, *J. Low Temp. Phys.* **104**, 237 (1996).
27. В.Е. Сивоконь, К.А. Наседкин, А.С. Неонета, *ФНТ* **34**, 761 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 600 (2008)].
28. В.Е. Сивоконь, В.В. Доценко, С.С. Соколов, Ю.З. Ковдрия, В.Н. Григорьев, *ФНТ* **22**, 1107 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 845 (1996)].
29. В.Е. Сивоконь, *ФНТ* **30**, 509 (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 377 (2004)].
30. Ю.П. Монарха, *ФНТ* **6**, 685 (1980) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **6**, 337 (1980)].
31. W.F. Vinen, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 9709 (1999).
32. В.Н. Григорьев, В.В. Доценко, О.И. Киричек, Ю.З. Ковдрия, Л.А. Погорелов, В.Е. Сивоконь, В.И. Соболев, *ФНТ* **18**, 431 (1992) [*Low Temp. Phys.* **18**, 292 (1992)].
33. V.E. Syvokon, Yu.Z. Kovdrya, and K.A. Nasyedkin, *J. Low Temp. Phys.* **144**, 35 (2006).
34. V.E. Syvokon, Yu.Z. Kovdrya, and K.A. Nasyedkin, *J. Low Temp. Phys.* **148**, 163 (2007).
35. M.I. Dykman and Yuri G. Rubo, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4813 (1997).
36. D.J. Bishop and J.D. Reppy, *Phys. Rev.* **B22**, 5171 (1980).
37. В.Е. Сивоконь, В.В. Доценко, Ю.З. Ковдрия, В.Н. Григорьев, *ФНТ* **22**, 1107 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 549 (1996)].
38. V.M. Bedanov and G.V. Gadiyak, *Phys. Lett.* **109A**, 289 (1985).
39. Ю.П. Монарха, В.Б. Шикин, *ФНТ* **9**, 913 (1983) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **9**, 471 (1983)].

### Complex conductivity of 2D electron crystal over liquid helium in the region of dynamic transitions

V.E. Syvokon and K.A. Nasyedkin

The complex admittance of the electron crystals with a surface density of  $(3.2 \cdot 10^8 - 12.6 \cdot 10^8) \text{ cm}^{-2}$  is



studied under dynamic transition. The measurements are performed at temperatures 70–90 mK, which are essentially lower than the melting temperature at thermodynamic equilibrium. The transition is observed with increasing the driving electric field in an electron layer. It is accompanied by jumps of both components of the inverse conductivity of the layer at a critical

field. The dependence of critical field on electron surface density is found.

PACS: **67.90.+z** Other topics in quantum fluids and solids.

Keywords: superfluid liquid helium, 2D electron crystal, dynamic phase transition..